

01;06

О степени критичности одноуровневого приближения при обосновании сильно немонотонных зависимостей времен жизни носителей от концентрации рекомбинационной примеси

© В.А. Холоднов, П.С. Серебренников

Теоретический отдел Государственного научного центра Российской Федерации государственного предприятия НПО "Орион", Москва

Поступило в Редакцию 4 декабря 1996 г.

В работе продолжено рассмотрение эффекта возрастания на несколько порядков времен жизни неравновесных электронов τ_n и дырок τ_p при увеличении концентрации рекомбинационных центров. Показано, что при трех зарядовых состояниях рекомбинационной примеси N , также может иметь место сильное возрастание τ_n и τ_p при увеличении N , зависимости $\tau_n = f(N)$ и $\tau_p = f(N)$ могут иметь по 2 минимума и максимума.

Как следует из публикаций [1–4], в полупроводниках с примесной рекомбинацией неравновесных носителей [5–9] зависимости времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p от концентрации рекомбинационной примеси N , в целом падающие при увеличении N , могут за счет неравновесного заполнения рекомбинационного уровня иметь и участок роста на несколько порядков. В [1–4] использовалась модель двух возможных зарядовых состояний (для определенности, нейтрального и минус-однозарядного с концентрациями N_0 и N_-) рекомбинационной примеси (одноуровневое приближение). Однако рассматриваемый эффект проявляется, когда $\delta_1 = N_-^e / N_0^e \gg 1$ [2,4], где N_-^e и N_0^e — соответствующие равновесные концентрации. Это означает, что может оказаться существенным захват электронов на минус-однозарядные центры, что в [1–4] не учитывалось. Поэтому показанная в работах [1–4] возможность получения больших времен жизни при больших N делает актуальным выяснение степени критичности одноуровневого приближения на существование эффекта, чему и посвящено данное сообще-

ние. Рассмотрено, как и в [1–4], слабое отклонение от равновесного состояния. Это реализуется, например, при регистрации на основе полупроводников слабого оптического излучения.

Пусть неравновесные электроны и дырки с концентрациями $\Delta n = n - n_e$ и $\Delta p = p - p_e$ возникают либо за счет межзонной генерации, либо за счет инжекции из контактов, где n и p — концентрации электронов и дырок, а n_e и p_e — их равновесные значения. Как и в [1–4], примем, что имеются мелкие, полностью ионизованные доноры с концентрацией N_D , а рекомбинационная примесь — акцепторная, находящаяся в отличие от модели [1–4] еще и в минус-двухзарядном состоянии [5–9], которому отвечает концентрация

$$N_{-2} = N - N_0 - N_- \quad (1)$$

с равновесным значением $N_{-2}^e = \delta_2 N_0^e$ (двухуровневое приближение). Нейтральные атомы захватывают электроны с вероятностью w_{01} и термически генерируют дырки; однозарядные центры захватывают и электроны и дырки с вероятностью w_{12} и w_{10} соответственно, а также термически генерируют оба типа носителей; двухзарядные центры захватывают дырки с вероятностью w_{21} и термически генерируют дырки. Поэтому скорость рекомбинации электронов

$$R_n = w_{01}nN_0 + w_{12}nN_- - w_{01}\delta_1^{-1}n_eN_- - w_{12}\delta_2^{-1}n_eN_{-2}, \quad (2)$$

а дырок

$$R_p = w_{10}pN_- + w_{21}pN_{-2} - w_{10}\delta_1 p_e N_0 - w_{21}\delta_1^{-1}\delta_2 p_e N_-. \quad (3)$$

В стационарном случае зарядовое состояние атомов рекомбинационной примеси определяется уравнениями

$$R_n = R_p, \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = -w_{01}nN_0 + w_{01}\delta_1^{-1}n_eN_- + w_{10}pN_- - w_{10}\delta_1 p_e N_0 = 0. \quad (5)$$

Уравнение нейтральности невырожденного полупроводника при термодинамическом равновесии [6–8] можно записать в виде

$$N = \frac{n_{t1}}{2} [1 + \delta_1 + \delta_2(\delta_1)] Y(\delta_1), \quad Y(\delta_1) = \frac{(B_1 + A_1\delta_1 - \delta_1^2)}{\delta_1 \cdot [\delta_1 + 2\delta_2(\delta_1)]}, \quad (6)$$

где

$$\delta_2(\delta_1) = \delta_1^2 \frac{n_{t1}}{n_{t2}}, \quad A_j = 2 \frac{N_D}{n_{tj}}, \quad B_j = 4 \frac{p_{tj}}{n_{tj}}, \quad (7)$$

n_{tj} и p_{tj} — равновесные концентрации носителей при совпадении уровня Ферми с рекомбинационным уровнем ($j = 1$ отвечает нижнему уровню, а $j = 2$ — верхнему). При выводе выражений (6), (7), как и в [2,4], считалось, что факторы вырождения акцепторных уровней $g_1 = g_2 = 1/2$ [6–8].

При малых отклонениях концентраций носителей и их центров захвата $\Delta N_0 = N_0 - N_0^e$, $\Delta N_- = N_- - N_-^e$, $\Delta N_{-2} = N_{-2} - N_{-2}^e$ от своих равновесных значений можно произвести линеаризацию соотношений (1)–(5) относительно этих отклонений. Тогда, учитывая уравнение Пуассона

$$\operatorname{div}(\Delta E) = \frac{4\pi q}{\varepsilon} \cdot (\Delta p - \Delta n - \Delta N_- - 2\Delta N_{-2}), \quad (8)$$

аналогично работе [4] получим, что

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n} + a_n \operatorname{div}(\Delta E), \quad R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} + a_p \operatorname{div}(\Delta E), \quad (9)$$

где

$$\frac{1}{\tau_n(\delta_1)} = \frac{\delta_1 n_{t1}}{2} \cdot \left[w_{01} x_1 + \left(w_{12} - \frac{w_{01}}{\delta_1} \right) x_2 - w_{12} \frac{\delta_1}{\delta_2} x_3 + (w_{01} \delta_1^{-1} + w_{12}) Y(\delta_1) \right], \quad (10)$$

$$\frac{1}{\tau_p(\delta_1)} = \frac{2p_{t1}}{\delta_1 x_4} \cdot \left[w_{21} x_3 + \left(w_{10} - w_{21} \frac{\delta_2}{\delta_1} \right) x_2 - w_{10} \delta_1 x_1 \right] + (w_{10} \delta_1 + w_{21} \delta_2) \frac{n_{t1}}{2} Y(\delta_1), \quad (11)$$

зависимости x_1 , x_2 , x_3 и x_4 от δ_1 определяются системой уравнений

$$x_1 + x_2 + x_3 = 0, \quad (12)$$

$$(w_{01} \delta_1 + w_{10} B_1) \cdot \left(\frac{x_2}{\delta_1} - x_1 \right) + w_{10} \delta_1 Y(\delta_1) x_4 = w_{01} Y(\delta_1), \quad (13)$$

$$x_4 - 2x_3 - x_2 = 1, \quad (14)$$

$$\left(w_{12} + w_{21} \frac{B_1 \delta_1}{\delta_1^3} \right) \cdot \left(\frac{\delta_1}{\delta_2} x_3 - x_2 \right) + w_{21} \frac{\delta_2}{\delta_1} Y(\delta_1) x_4 = w_{12} Y(\delta_1), \quad (15)$$

$a_n(\delta_1)$ и $a_p(\delta_1)$ — некоторые коэффициенты, ΔE — изменение напряженности электрического поля за счет отклонения n , p , N_0 , N_- и N_{-2} от своих равновесных значений. За τ_n и τ_p мы сохраняем терминологию времен жизни и при нарушении квазинейтральности [4]. Это оправдано еще и тем, что в уравнении (4-го порядка) для пространственного распределения Δn (или Δp) коэффициент перед членом с Δn (или Δp), как и при межзонной рекомбинации [10], всегда равен $1/\tau_n$ (или $1/\tau_p$) [11].

Задавая значения δ_1 , можно с помощью соотношений (6), (7), (10)–(15) получить зависимости $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$. Из рис. 1 видно, что они, как и для одноуровневой задачи [1–4], могут иметь участок роста на 2–3 порядка (и даже более). В отличие от одноуровневого приближения [2–4] максимумы этих функций в общем случае не находятся в точке $N = N_D$, причем их положения для $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ не совпадают. Могут возникнуть даже по 2 минимума и максимума (рис. 2, а). Эти закономерности обусловлены неравновесным заполнением уровней [2,4] и отличающимися зависимостями $\tau_n(N)$ и $\tau_p(N)$ для одноуровневых систем N_0 , N_- (нижний уровень) и N_- , N_{-2} (верхний уровень) за счет дополнительного заряда ($-2qN_{-2}$) в последнем случае. Например, максимум $\tau_n(N)$ для системы N_0 , N_- может находиться только при $N = N_D$ [2,4], а для системы N_- , N_{-2} — как при $N = N_D$, так и при $N = N_D/2$ (рис. 2, б). Когда n_{i2}/n_i достаточно большое, а $n_{i1} \ll n_i$, где n_i — собственная концентрация носителей, то максимумы $\tau_n(N)$ для обеих систем находятся при $N = N_D$ (рис. 2, б). Поэтому в двухуровневой системе $\tau_n(N)$ имеется 1 максимум при $N = N_D$ (рис. 1). При уменьшении n_{i2} возникают 2 максимума $\tau_n(N)$ для системы N_- , N_{-2} (рис. 2, б). Поэтому в некотором интервале значений n_{i2}/n_{i1} в двухуровневой системе образуются по 2 минимума и максимума (рис. 2, а). При еще меньшем n_{i2} зависимость $\tau_n(N)$ для системы N_- , N_{-2} имеет лишь 1 максимум при $N = N_D/2$, причем $\tau_n(N)$ при $N = N_D$ для системы N_- , N_{-2} меньше, чем для системы N_0 , N_- (рис. 2, б). Поэтому опять остается 1 максимум, но уже при $N = N_D/2$ (рис. 1).

Используя принцип парциальных составляющих обратных времен жизни носителей [2,4], можно провести детальную физическую интер-

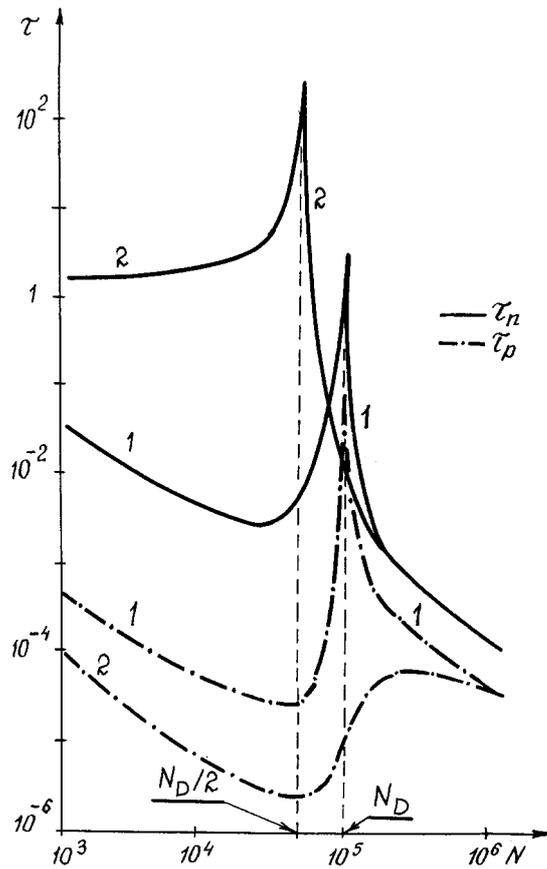


Рис. 1. Зависимости времен жизни электронов τ_n и дырок τ_p от концентрации двухуровневой рекомбинационной примеси N при большой и малой разнице энергий верхнего и нижнего рекомбинационных уровней \mathcal{E}_{i2} и \mathcal{E}_{i1} : 1 — $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 23kT$, 2 — $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 5kT$, где k — постоянная Больцмана, T — температура. Принято: $n_{i1} = 10^{-4}n_i$, $N_D = 10^5n_i$, $w_{10}/w_{01} = 10^2$, $w_{10}/w_{12} = 10^3$, $w_{10}/w_{21} = 10^{-1}$. Времена измерены в единицах $1/(n_i w_{10})$, N — в единицах n_i .

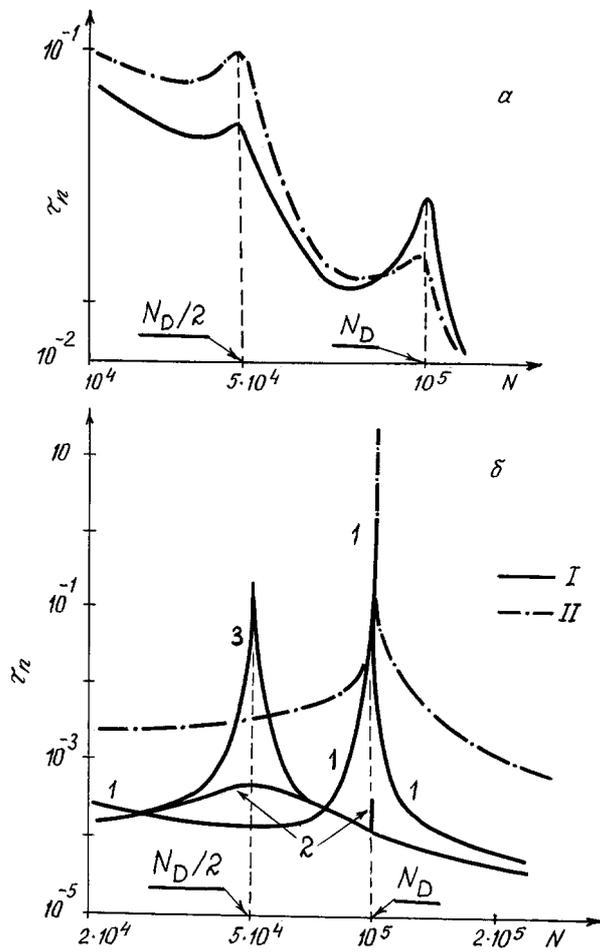


Рис. 2. Зависимости времен жизни электронов τ_n от концентрации рекомбинационной примеси N : a — для двухуровневой системы при средних удаленностях $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 17 kT$ (I) и $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 16 kT$ (II) верхнего уровня от нижнего; b — для одноуровневых систем N_0, N_- (II) и N_-, N_{-2} (I): 1 — $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 25 kT$, 2 — $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 17.5 kT$, 3 — $\mathcal{E}_{i2} - \mathcal{E}_{i1} = 5 kT$. Принято: $n_{i1} = 10^{-4} n_i$, $N_D = 10^5 n_i$, $w_{10}/w_{01} = 10^2$, $w_{10}/w_{12} = 10^3$, $w_{10}/w_{21} = 10^{-1}$. Времена измерены в единицах $1/(n_i w_{10})$, N — в единицах n_i .

претацию полученных выше результатов. Однако это требует весьма большого места в журнале [4] и поэтому она будет проведена в отдельной работе.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку тематики данной работы (грант № 96-02-17196).

Список литературы

- [1] *Другова А.А., Холоднов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 1. С. 23–27.
- [2] *Drugova A.A., Kholodnov V.A.* // Solid-St. Electron. 1995. V. 38. № 6. P. 1247–1252.
- [3] *Drugova A.A., Kholodnov V.A.* // Proceed. of International Semicond. Device Research Symp. Charlottesville. USA. 1995. V. 1. P. 197–200.
- [4] *Холоднов В.А.* // ФТП. 1996. Т. 30. № 6. С. 1011–1025.
- [5] *Милиц А.* Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
- [6] *Блекмор Дж.С.* Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
- [7] *Киреев П.С.* Физика полупроводников. М.: Высш. школа, 1969. 590 с.
- [8] *Блейкмор Дж.С.* Физика твердого тела. М.: Мир, 1988. 608 с.
- [9] *Смит Р.* Полупроводника. М.: Мир, 1982. 600 с.
- [10] *Stockmann F.* // Photoconductivity Conference. N.Y., 1956. P. 269–286.
- [11] *Kholodnov V.A.* // Semicond. Science and Tech. 1997 (to be published).